

土石流先端における巨礫の運動および先端形状について

諏訪 浩・奥田 節夫

MOTION OF LARGE STONE AT MUDFLOW FRONT AND FLOW PATTERN OF MUDFLOW

By *Hiroshi SUWA* and *Setsuo OKUDA*

Synopsis

Rocky mudflow brings about serious damages to houses or dams with extraordinary impulsive force caused by moving large stones collected at bore front. In the first half of this paper, starting stage of large stone is explained by using "Impact Force Theory" with the assumption of variable virtual mass. In the latter half, model experiments are described in order to investigate the process of heaping up in mudflow bore and to find the relationship among the physical property of flowing fluid, frontal velocity, bore height and distribution pattern of stones along the flume floor.

1. ま え が き

土石流の発生によって人家や砂防堰堤が大きな被害をうけるのは、土石流が先端部に非常に多くの巨礫を集め、この部分が大きく盛り上がった段波となって襲来するためである。

そこで、まず、溪床に散在する巨礫が土石流段波によって移動開始する現象を簡単なモデルに基づいて解析した。

さらに、このようにして形成された土石流の流動機構を解明するために模型実験を始めた。まだ予備的実験の域を出ないが、土石流の先端流速および段波の波高と他の物理量との間に顕著な関係が得られたので報告する。

2. 土石流先端における巨礫の運動

2.1 巨礫の運動の実態とその研究

土石流は流下時に溪床の巨礫を次々に取り込みこれを運搬する。Photo.1 は1972年7月の集中豪雨で土石流災害にみまわれた九州天草上島の被災地の写真で、写真中の巨礫(長径約4m)は土石流のために下流へ約100m移動した。また北アルプス焼岳東麓での土石流観測中には長径が最大6mの巨礫が流れるのを目撃した。しかし、これを水理学における従来の掃流力理論で説明することは難しい。大同・矢野¹⁾は巨礫の前後の水位差などを考慮して巨礫の転動機構の一般論をたてたが、現実の土石流が非定常な段波であることを考えると充分な説明とは云い難い。

2.2 段波による衝撃力

そこで、E.G. Richardsonの衝撃力の理論²⁾を土石流段波の場合に適用した。彼は金属球が落下して水面



Photo. 1 Large rock with 4 m diameter was transported about 100 m downstream by mudflow (Amakusa, Kyūsyū, 1972, July)

に突入する時、球が水を押しのけて進むときに生ずる仮想質量の変化に基づいて衝撃力を導いた。

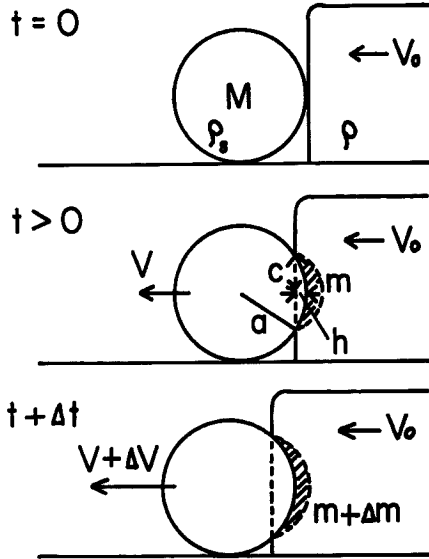


Fig. 1 Simplified model of spherical rock and advancing bore.

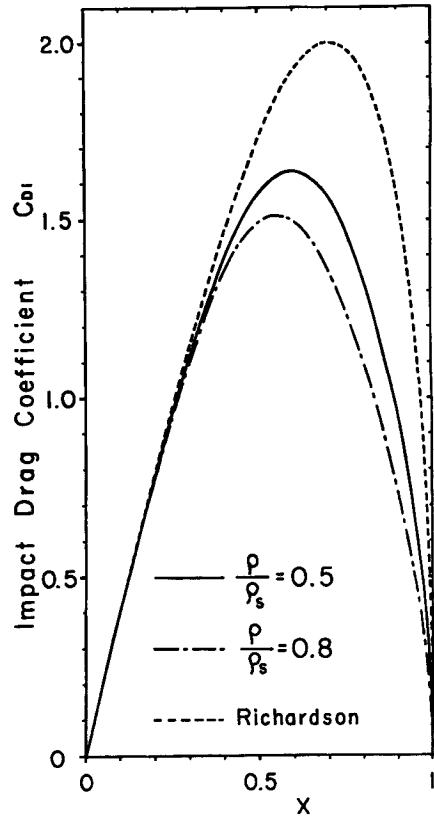


Fig. 2 Impact drag coefficient C_{Di} as a function of immersion ratio x .

筆者らは以下のように彼の理論を適用した。まず Fig. 1 のような滑らかな水平面上に静止した質量 M の球体に速度 V_0 、密度 ρ の土石流段波がぶつかるとき、球と仮想質量 m をあわせた部分の運動量保存式は時刻 t のとき

$$(M+m)V = mV_0 \dots\dots\dots (1)$$

$t + \Delta t$ のとき

$$(M+m+\Delta m)(V+\Delta V) = (M+m)V + \Delta mV_0 \dots\dots\dots (2)$$

となり、球に働く衝撃力 F は、(1)、(2) より

$$\begin{aligned} F &= M \frac{dV}{dt} = \frac{d}{dt} \{m(V_0 - V)\} \\ &= -F \frac{m}{M} + \frac{dm}{dh} (V_0 - V)^2 = -F \frac{m}{M} + \frac{dm}{dh} \left(\frac{V_0}{1+m/M} \right)^2 \\ F &= \frac{dm}{dh} V_0^2 / \left(1 + \frac{m}{M} \right)^3 \end{aligned}$$

となる。ここで、仮想質量を von Kármán および Wagner にならって $m = (2/3)\pi c^3 \rho$ とおき、

$h = a - \sqrt{a^2 - c^2}$ を用いると (a は球の半径)

$$F = 2\pi\rho V_0^2 c \sqrt{a^2 - c^2} / \left(1 + \frac{m}{M}\right)^3$$

となる。さて、衝撃抵抗係数 C_{Di} なるものを

$$F \equiv \frac{1}{2} C_{Di} \rho V_0^2 (\pi a^2)$$

によって定義する。 $c/a = x$ 、礫の密度を ρ_s とすると

$$C_{Di} = 4x\sqrt{1-x^2} / \left(1 + \frac{\rho}{2\rho_s} x^3\right)^3$$

礫の密度 $\rho_s = 2.5$ 、焼岳における土石流観測のデータから土石流のみかけ密度を小さいもの 1.25、大きいもの 2 とすると、 x が大きくなるにつれ C_{Di} は Fig. 2 のようになる。最大衝撃抵抗係数 $(C_{Di})_{\max}$ は 1.51 ~ 1.64 となり、レイノルズ数が $10^3 \sim 10^5$ の定常流中での球の抵抗係数約 0.4 に比べるとその約 4 倍という大きな値であることがわかる。なお Fig. 2 中の破線は Richardson が $m/M \ll 1$ として計算した結果である。

2.3 巨礫の移動開始条件

さて前節の衝撃力 F によって巨礫の動き始める条件を検討してみる。

最大衝撃力を F_{\max} とし、Fig. 1 のモデルで摩擦が $R = \mu Mg$ の場合についてまず滑動開始の条件を考える。

a) 滑動開始の条件

$$F_{\max} > R$$

即ち、

$$\frac{3}{8} (C_{Di})_{\max} \cdot \frac{\rho}{\rho_s} \frac{V_0^2}{ag} > \mu \quad \dots\dots\dots (3)$$

ならば滑動を開始する。具体的に $\rho/\rho_s = 0.5$ の場合

$$0.307 (V_0^2/ag) > \mu \quad \dots\dots\dots (4)$$

が滑動開始条件である。

1972年9月焼岳上々堀沢に発生した土石流は $V_0 = 5\text{m/sec}$ で、半径 $a = 1\text{m}$ の巨礫は容易に流れた。この場合 (4) 式の左辺は 0.78 となるが、通常 μ の最大値が 0.7 程度と考えると (4) 式は成立し、巨礫が滑動を始めても不思議でないことがわかる。

b) 転動開始の条件

今、溪床に同じ大きさの球体が散在している簡単なモデルについて考える。転動開始に必要な F/Mg の最小値 μ' は Fig. 3 の 4 つの場合でそれぞれ $\mu'_1 = 0.353$, $\mu'_2 = \mu'_3 = 0.707$, $\mu'_4 = 1$ となり、これらの値が (3) 式の左辺の値より小さければ転動する。a) にあげた実例では Fig. 3 (4) 以外の値は 0.78 より小さいので転動すると考えてよい。

2.4 巨礫の運動の追跡

次に、Fig. 1 の滑らかな水平面上に静止している球に土石流段波がぶつかる時の球の運動を考える。波面の位置 L は波面が球に接する時の位置を原点とする。時間 T での衝撃力を F とすると球の運動方程式は

$$M \frac{d^2 L}{dT^2} = F$$

となる。ここで、すべての物理量を次のように無次元化する。

距離 $l = L/a$

時間 $t = T/(a/V_0)$

速度 $v = \frac{dl}{dt} = \frac{dL}{dT} / V_0 = \frac{V}{V_0}$

加速度 $\frac{d^2 l}{dt^2} = \frac{d^2 L}{dT^2} / \frac{V_0^2}{a}$

力 $f = \frac{F}{MV_0^2/a} = \frac{3}{8} \frac{\rho}{\rho_s} \cdot C_{Di}$

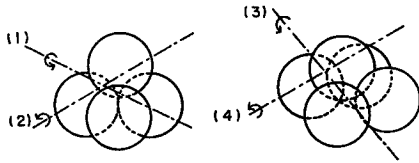


Fig. 3 Arrangement of spherical rocks.

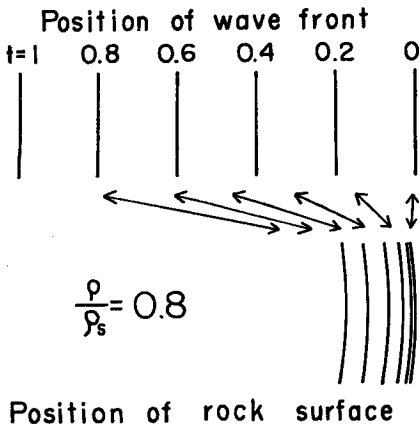


Fig. 5 Position of advancing bore front and rock surface.

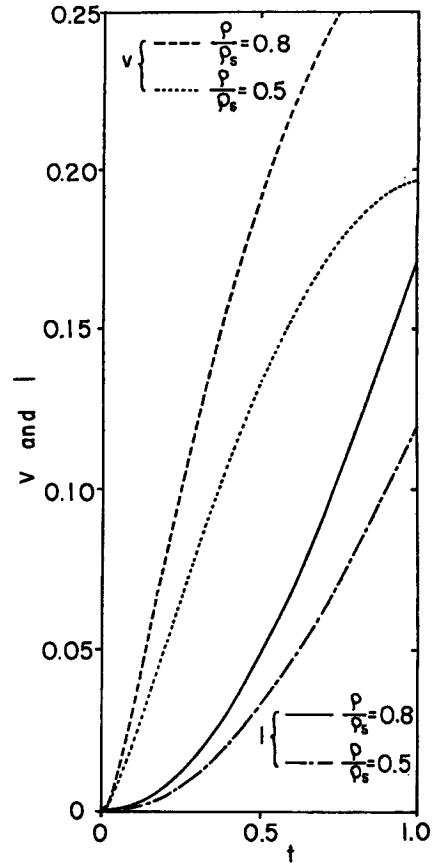


Fig. 4 Velocity v and moving distance l of spherical rock.

従って無次元化されて運動方程式は

$$\frac{d^2 l}{dt^2} = f$$

となる。これを初期条件 ($t=0$ で $l=v=0$) を入れて、 $t=0.1, 0.2, \dots, 1.0$ で球の速度と移動距離を計算して Fig. 4 に示す。Fig. 5 は波面が t の経過に伴い、球のもとの中心の位置に到るまでの球と波面の動きを示す。

2.5 考 察

以上の解析により、仮想質量の変化を考慮して求めた衝撃力は定常流の掃流力では説明できない巨礫の移動開始をよく説明する。実際にはさらに溪床の勾配と、既に土石流にとり込まれている巨礫との相互衝突による衝撃力が移動開始をさらに促進するであろう。

3. 土石流段波の模型実験

3.1 目 的

先端部に巨礫を集めた土石流の流動機構を観測や調査だけから解明することは、観測の機会がまだまだ少なく、特定の条件下の流動しか観測されていないためになかなか難しい。

したがって模型実験的手法に頼らざるを得ない。模型実験を行う場合、既に流動の基本式がわかっているならば、実際の流動と模型の流動との間に相似則を確立し、流れの具体的な様相を調べることができる。しかし、土石流については現実の流れの観測も始まったばかりで、相似則はこれから研究していかねばならぬ課題である。

そこで、今回は土石流の先端流速および、先端部が大きく盛り上がる現象が他の物理量とどのように関係づけられるかに重点を置いて簡単な実験を試みた。

3.2 実験装置と実験条件

Photo. 2 は実験水路の全景で、水路は全長 6 m、幅 20cm（内径）、高さ 25cm で、勾配が 0° ～ 15° まで変えられる。最上部の 50cm は流体の水溜め水槽で、底部をちょうつがいで固定されたハネ板を下流側へ倒すと流体は非定常な段波となって流下する。段波がハネ板の位置から 3.5m 付近を流下するところを 35mm 駒撮りカメラにより 0.5 秒間隔で連続撮影し、先端流速および段波高（盛り上がり最大高）を解析した。放出流体は流下しながら加速されるが、撮影位置では大体定速度に近づく。

流動波形は横方向から透過して内部の構造が観察できるように透明な粘性流体として、砂糖水および砂糖と片栗の混液を使用し、はじめ滑面で、次に太さ 1mmφ の針金製の 1cm 格子網を張り、平均直径 12.3mm 比重 2.45 のガラス玉を並べて実験を試みた。変化させた物理量は流体の動粘度、水路の勾配およびガラス玉の配列密度である。

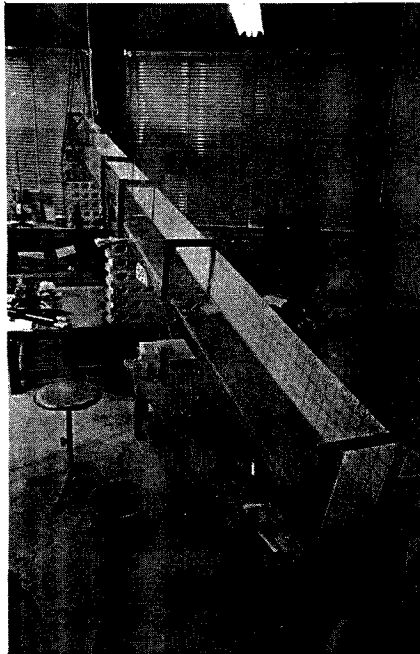


Photo. 2 Flume for model experiment.

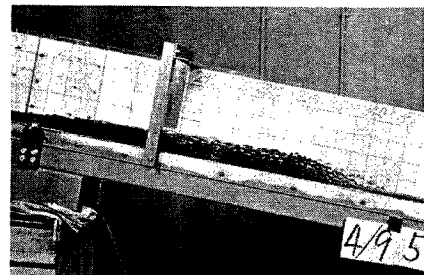


Photo. 3 One shot of experimental flowing bore. Grid interval is 5 cm:

3.3 実験結果

最初は勾配 0.236 の滑面に動粘度が 1cSt（センチストークス）の水から 100cSt の泥水まで 8 種類の流体を流量 1～20l まで変化させて流下させたが期待した先端部の盛り上がりは発生しなかった。

そこで、次に、金網を張った粗面上にガラス玉を配列すると **Photo. 3**（勾配 0.167、動粘度 38cSt の砂糖水、放出流量 10l、ガラス玉の配列密度 $4600/m^3$ ）のように顕著な盛り上がり段波が発生した。

以下に、先端流速と段波高に着目してデータを整理した。水路床は金網を張った粗面で、放出流量はいずれも $10l$ である。記号の説明を下に記す。

Notation

- V_f Front velocity at 3.5m section (cm/sec)
 H Maximum height of bore at 3.5m section (cm)
 I slope ($=\sin\theta$)
 ν dynamic viscosity(cSt)
 R hydraulic radius (cm)
 p distribution density of glass pebble (m^{-2})

3.3.1 先端流速

先端流速 V_f は流体の動粘度が小さいほど、また水路勾配が大きいほど大きくなることは直観的に予想できる。

a) 動粘度 ν との関係

Fig. 6 は勾配を一定にし、流体の動粘度を変えた場合のデータである。図中の点線はレイノルズ数がおよそ2,000の境界線で右側がそれより小さな領域である。 V_f と ν を一つの関係式で表わすことはできないが、両領域で流動の様相に差異があり、低レイノルズ数領域では層流で動粘度が大きくなるにつれて速度が小さくなっている。

なお、砂糖水はほぼニュートン流体であり、かたくりと砂糖水の混液は非ニュートン流体であるが、せん断速度が 2.5 sec^{-1} の粘度で値を代表させた。

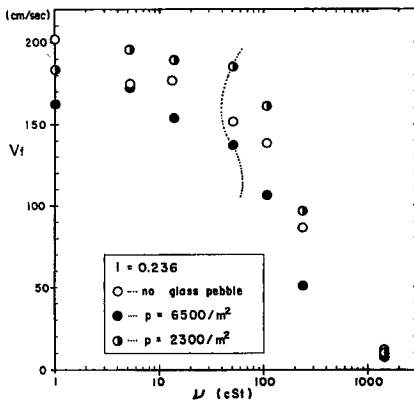


Fig. 6 Relation between front velocity V_f and dynamic viscosity ν .

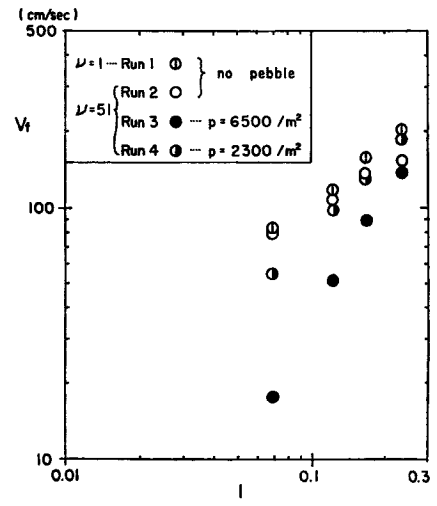


Fig. 7 Relation between front velocity V_f and flume slope I .

b) 勾配 I との関係

水路勾配を変えた場合の流速変化を Fig. 7 に示す。 V_f と I のみの関連に着目すると、Run 1 の場合 $V_f = 583 \cdot I^{0.73}$ 、2 の場合 $V_f = 328 \cdot I^{0.53}$ 、3 の場合 $V_f = 1584 \cdot I^{1.66}$ 、4 の場合 $V_f = 766 \cdot I^{0.98}$ となる。

また、高橋⁴⁾ は洪水段波の流速にマンニングの平均流速式が適用しうるとしているが、今回のデータが $V_f = cR^{a_1} I^{a_2}$ を満たすと仮定して係数 c および指数 a_1, a_2 を最小自乗法により計算すると Fig. 7 中の実験系列のうち、Run 1 の場合 $V_f = 766 R^{-0.58} I^{0.79}$ 、2 の場合 $V_f = 258 R^{0.38} I^{0.39}$ 、3 の場合 $V_f = 195 R^{1.02} I$ 、4 の場合

$V_f = 775R^{0.085}I$ となった。このうち土石流に相当するのは Run 3 と 4 であるが、この両者は互いに種類の異なる土石流に相当すると考えれば、一つの種類の土石流（動粘度および巨礫の配列密度に相当するものが一定の）は一つの流速式にあてはまると云えるかもしれない。しかし、指数の値はマンギングの式のそれとはかなり異なる。

3.3.2 段波の高さ

段波が 3.5 m 地点を流下する時の先端部の最大高 H と他の物理量との関係を調べた。

a) 流速 V_f との関係

Fig. 8 は勾配を 0.236 にし、流体の種類を変えた場合の V_f と H との関係を示す。ガラス玉の有無によらず、ほぼ $\log H = a + 0.0023V_f$ なる関係式が成り立つ。ただし a はガラス玉の配列密度によって異なる。

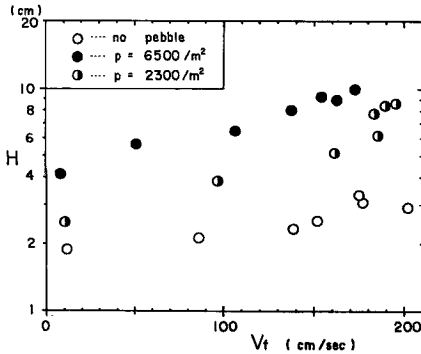


Fig. 8 Relation between bore height H and front velocity V_f .

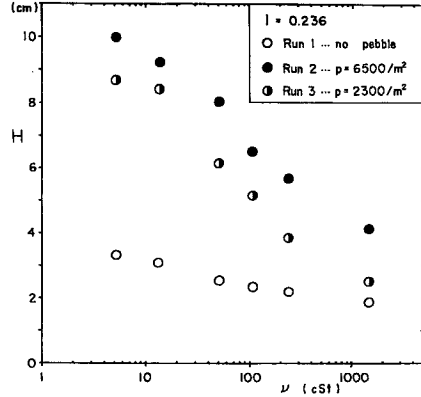


Fig. 9 Relation between bore height H and dynamic viscosity ν .

b) 動粘度 ν との関係

Fig. 9 は勾配 0.236 の場合の ν と H の関係である。Run 1 の場合 $H = 3.64 - 0.58 \log \nu$, 2 の場合 $H = 11.71 - 2.4 \log \nu$, 3 の場合 $H = 10.42 - 2.5 \log \nu$ がそれぞれ近似的に成り立ち、いずれも粘性が高いほど盛り上りは低くなる。Run 2 と 3 では配列密度の値がちがっても $\log \nu$ の係数がほぼ等しいのが注目される。

c) 配列密度 p との関係

Fig. 10 は勾配と流体の動粘度を一定に保ち、ガラス玉の配列密度と H との関係を示した。図から $H = -4.06 + 2.95 \log p$ なる関係式が成り立つが、実験では確かめていないが p には下限があるはずである。

3.4 考 察

従来の研究では土石流の本質は粘土を多量に含んだ泥流であるとする考え⁵⁾ が一般的である。今回の実験を開始するにあたって流体の粘度を広範囲に変えることを配慮した。しかし、段波状に流れる流体がただ

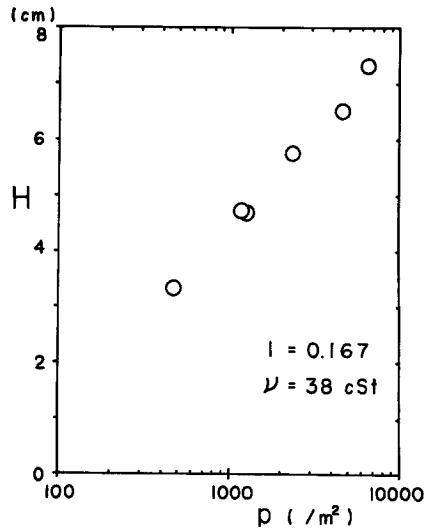


Fig. 10 Relation between bore height H and distribution density p of glass pebbles.

の水であっても水路床上の礫をとり込むと先端部に大きな盛り上がり部を生ずることが明らかになった。いずれにしろ、土石流先端部の盛り上がりは、この実験のガラス玉に相当する巨礫のせき上げ効果であることが暗示される。

いっぽう、段波の流速および高さについては、流速と勾配、高さと流速、高さと配列密度の三つの関係が特に顕著であった。

4. む す び

前半の巨礫の運動論は条件を非常に単純化したがる、実際の土石流において考えられるほかの要因はすべて巨礫の移動開始を促進するので充分成立すると考える。しかし、巨礫が一旦、先端部にとり込まれてからの運動を論じるためには土石流の乱流構造や巨礫相互の作用を考察する必要がある。

後半の実験はまだ予備的な域を出ず、得られた結果の物理的な吟味が不充分である。実際の土石流と模型の流動との相似則を確立するのが大きな課題であるが、今回はどの物理量が先端流速や段波の高さを支配するのかに注目したが、放流する流体の体積のちがい、配列物の大きさおよび種類のちがい、さらに流体がビンガム流体かその他の粘性流体かによるちがいなど、試みたい実験は多い。

以上は流動機構を解明するのが目的であるが、土石流の堆積停止に到る過程は災害防止の観点からも重要であり、この研究の一環としての実験も進めていきたい。

参 考 文 献

- 1) 矢野勝正：水災害の科学，技報堂，昭 46，pp. 448-451.
- 2) Richardson, E. G.: The Impact of a Solid on a Liquid Surface, Proc. Phys. Soc. Vol. 61, PT. 4, 1948, pp. 352-367.
- 3) CHOW, V. T.: Handbook of Applied Hydrology, McGraw-Hill Book Company, 1964, Section 7, pp. 44.
- 4) 高橋宏治：急流溪川における洪水段波の動態，第 8 回自然災害科学シンポジウム講演論文集，1971，10，pp. 91-92.
- 5) 1)と同じ，pp. 433-451.